単一引張パルス波を受ける二重 き裂部材の破壊挙動について*

尾田十八^{*1}, 柴原正雄^{*1}, 山田耕二^{*2}

On Dynamic Fracture Behavior of A Double-Cracked
Plate Subjected to a Tensile Pulse Wave

Juhachi ODA, Masao SHIBAHARA and Kouji YAMADA

This paper is concerned with the dynamic fracture criterion of a double-cracked plate. The specimen is made of epoxy resin and subjected to a tensile pulse wave, whose height and width are controlled. The behavior of the stress wave in the specimen and the crack propagation phenomena are analyzed by the photoelastic technique using a high-speed camera. The dynamic finite element method is also used to estimate the stress-intensity factors at the double crack tips. From these experimental and numerical results, the crack propagation criterion of the double-cracked plate is considered.

Key words: Fracture, Strength, Dynamic Photoelasticity, Dynamic Finite Element Method, Double Cracked Plate, Fracture Criterion

1. 緒言

機械構造物の大型化、高速化に伴い、動的負荷応力に対するこれら構造物の破壊挙動の解明とその破壊条件の確立が重要な問題となって来ている。このような問題に関連した基礎的に重要な研究として、任意形状のき裂に、任意の大きさや時間的变化を有する応力波が入射する場合の、そのき裂の伝ば開始条件を明確にすることがある。著者らは、動光弾性実験と有限要素法解析を併用して有限帯板中に存在する片側単一き裂が単一引張パルス波を受ける場合のモードⅠ型および混合モード型破壊開始条件等を調べ、すでに発表している^{(1)~(3)}。しかし、実際の構造物には、群き裂が多く、このような群き裂が静的負荷を受ける場合の研究^{(4)~(5)}に対し、動的負荷を受ける場合についてはほとんどなされていない。そこで本報では、著者らのこれまでの研究を発展させ、群き裂の動的破壊挙動に

ついて検討、吟味した。すなわち群き裂の最も簡単なモデルとして平行二重き裂を対象とし、このようなき裂を有するエポキシ樹脂材料に単一引張パルス波を入射させた。そしてその破壊応力を数種類のき裂長さ、き裂間隔および応力波の持続時間について測定し、それぞれのき裂が進展を開始する際の破壊挙動を実験的に求めた。さらに超高速カメラを用いた動光弾性実験を行い、き裂先端部のより詳細な動的応力拡大係数の変化を求めた。そして、動的有限要素法解析を行い、実験で得られた結果の理論的吟味、検討を試みた。

2. 供試片と実験装置

2.1 供試片とその特性 本研究においては、き裂の作製およびその進展の有無の確認が容易であること、さらに光弾性感度が高いため、破壊実験と共に光弾性実験も行えることなどの理由により供試片材料として、エポキシ樹脂を用いた。

* 昭和 63 年 11 月 11 日 北陸信越支部北陸地方講演会において講演、原稿受付 昭和 63 年 4 月 22 日。

^{*1} 正員、金沢大学工学部 (〒920 金沢市小立野 2-4-20)。

^{*2} 学生員、金沢大学大学院。

表1には、その成分を示し、表2にはその材料特性を示す。また供試片形状を図1に示す。ここで a は、き裂長さを、 b はき裂間隔を示す。また負荷を受けて先に引張パルス波が到着するき裂を第1き裂、他を第2き裂と定義する。

2.2 破壊実験の原理と装置 本研究では、図2に示すような実験装置を用いて実験を行った。すなわち初めに両ガイドのピアノ線に軽く固定されている供試片上端をストライカで衝撃させることにより圧縮のパルス波をこれに入射させる。この圧縮波は、下端の自由端で引張パルス波として反射して上端へ伝播する。この引張波がき裂と干渉する。ここで圧縮のパルス波がき裂と干渉しないことはひずみゲージにて測定された圧縮波のき裂入射前後の応力波形に変化がないこと、ならびに動光弾性実験で、圧縮波が入射する時点での各き裂先端部に、ほとんど応力線が発生していないことなどにより確認されている。

また本実験において、負荷の応力レベルは、バネを使用してストライカの衝撃速度を変化させることで、一方持続時間についてはストライカの長さを変化させることにより制御をおこなった。また応力波の測定は、第1き裂下方4cmに貼付したひずみゲージの出力を直流アンプで増幅しトランジェントコンバータに入力し、内部トリガを作動させることによって記録した。

図3にこの実験装置によって発生する応力波の一例を示す。この図で第1波は圧縮波であり、第2波がき裂と干渉する引張波である。なお応力波の持続時間は、き裂と干渉する引張波における応力レベルの $1/2$ での時間幅を用いた。本研究での持続時間は、37, 58, 88および125 μsec の4種類と変化させた。

表1 供試片材料の成分と重量比

Principal Ingredient (Epikote #828)	Plasticizer (Thiokol LP-3)	Hardener (Diethylenetriamine)
100	15	8

表2 供試片材料の機械的性質

Young's Modulus E (GPa)	Poisson's Ratio ν	Static Fracture Toughness K_{Ic} (MPa $\sqrt{\text{m}}$)	Stress Sensitivity α (m/N)	Density ρ (kg/m 3)
3.27	0.378	0.748	7.45×10^{-3}	1.20×10^3

図1 供試片形状

2.3 動光弾性実験と装置 応力波形測定と共に動光弾性実験も行った。図4には、その概略図を示す。衝撃により発生した圧縮の応力波をひずみゲージでとらえ、それをトリガ信号としてディレイジェネレータに入力し、引張応力波がき裂に入射するまで遅延させた後、フラッシュと超高速度カメラ (IMACON-790型、イギリスハトランドフォトリクス社製) を作動させることにより光弾性写真の撮影を行った。超高速度カメラには、数種類のコマ間隔ユニットが用意されており、本実験においては、10, 5 μsec 間隔のユニットを使用し、全コマ数は10コマとした。

図2 実験装置概略図

図3 応力波形

図4 動光弾性実験装置概略図

3. 実験と結果

3.1 破壊実験と結果 前章で示した実験装置を用いて、次に示す破壊実験を行った。衝撃子の初速度を徐々に大きくしてゆき、き裂が進展した時の引張応力のピーク値をき裂進展開始応力 σ_c として求めた。実験条件としては、き裂間隔 b/w を0.256, 0.500, 1.00付近に、一方、き裂長さ a/w は、0.2, 0.3および0.5付近を選び、これらについて持続時間 T_0 を種々変化させた。これらの実験において、初期き裂の発生はどの条件の場合も第1き裂の方が多くのように思われたので、これを確認するため次式により定義される進展確率を求めた。

$$P = \frac{N_u}{N - N_w} \times 100$$

ここで N : 実験条件にあう試験本数。

N_w : N のうちで第1き裂と第2き裂が同時に進展した本数。

N_u : $N - N_w$ のうちで第1き裂の進展した本数。

表3はこの P 値を各モデルに対して求めた結果である。

図5には、 $b/w = 0.256$ と一定とし、 a/w および T_0 を種々変化させた場合のき裂進展開始応力 σ_c の値を示す。一方、図6には、 $a/w = 0.5$ と一定にし、 T_0 と b/w を種々変化させた場合の σ_c の値を示す。ここでこれらの実線は、この材料の静的破壊じん性値 $K_{sc} (= 0.748 [\text{MPa}\sqrt{\text{m}}])$ と、片側二重き裂に対する静的応力拡大係数の式を用いて予想した静的破壊応力値を示したものである。また、図7は $a/w = 0.5$ と一定にし、 T_0 と b/w を種々変化させた場合についてのき裂伝ば角度 θ_0 の値を示す。図中の実線は、片側二重き裂の静的応力拡大係数を用いてErdogan-Sihの条件⁽⁸⁾により推定した静的き裂伝ば角度を示したものである。なお以上の図5～7までで黒く塗りつぶした実験値は初期進展が第2き裂で生じたデータを示す。

表3 第1き裂の進展確率 P

b/W=0.256						b/W=1.00					
a/w	T(μs)	37	58	88	125	a/w	T(μs)	37	58	88	125
0.2		29	67	—	67	0.3		100	75	67	0
0.3		78	69	100	60	0.5		75	100	100	100
0.5		93	100	60	50

図5 $b/W = 0.256$ モデルの a/W と σ_c の関係 図6 $a/W = 0.5$ モデルの b/W と σ_c の関係 図7 $a/W = 0.5$ モデルの b/W と θ_0 の関係

3. 2 動光弾性実験と結果 衝撃破壊実験と平行して、動光弾性実験も行った。図8に、超高速カメラで撮影した光弾性しま写真(コマ間隔 $5\mu\text{sec}$)の一例を示す。また図9にはこの写真より求めたモードIおよびモードII型の動的応力拡大係数 K_{Id} 、 K_{IIId} 値、き裂長さ a ならびに入射応力 σ_d の時間的変化を示す。ここで応力がき裂に入射する時刻を0としている。表4は、これらのき裂進展開始時の K_{Id} 、 K_{IIId} 値から、Maximum Stress Intensity Criterion⁽⁷⁾に基づいて求めた動的破壊じん性値 K_{Idc} を示す。これより、 K_{Idc} 値はき裂長さ、き裂間隔、応力波の持続時間によらずほぼ一定(平均 $0.563[\text{MPa}\sqrt{\text{m}}]$)であり、材料固有の値を持つものと考えられる。そしてこの値は先の表1の K_{Idc} の値より低く(約75%)、この傾向はすでに発表されている研究報告⁽⁸⁾のそれらとも類似している。

図8 光弾性しま写真 コマ間隔 $5\mu\text{sec}$
 $a/W=0.3$, $b/W=0.256$, $T=58\mu\text{sec}$

図9 K_d 値とき裂長さの時間的変化

4. 考 察

4. 1 破壊実験により明かになった事実 まず表3より、 a/w および b/w が大きくなるほどまた持続時間が短くなるほど第1き裂の進展確率の高くなる傾向のあることがわかる。動的負荷を受ける場合のき裂進展開始応力 σ_c は、図5よりき裂長さが長くなるにつれて単調に減少する。そして、 a/w が大きくなると動的な破壊応力値は、静的なそれより大きくなっていく。また、持続時間が長くなるほど、き裂進展開始応力は静的な破壊応力値に近づくようである。これらの傾向は、中央や片側に単一き裂を有する帯板についてこれまで発表されている破壊開始挙動とほぼ同様のものである。また、図6よりき裂進展開始応力 σ_c の実験値は静的に予想される破壊応力値より大きい。ここで持続時間が短いときは静的に予想される破壊応力と同じように b/w が小さくなるにつれて大きくなるという左上がりの傾向があるが、持続時間が長くなると、 b/w によらず一定かもしくは逆の傾向があるようである。さらに、き裂伝ば角度 θ_c は b/w が小さい場合は、静的に予想される角度より小さく、 b/w が大きくなるとそれより大きくなることが図7よりわかる。そして、 b/w が小さい場合、持続時間が長くなるほど静的に予想されるき裂伝ば角度に近づくが、 b/w が大きい場合、持続時間が長くなると、き裂伝ば角度も大きくなり、静的に予想される値からかけ離れる傾向のあることもわかる。

表4 動的破壊じん性値

$a/w=0.2$				
$b/W \backslash T(\mu\text{s})$	37	58	88	125
0.256	0.543	0.395	—	—

(Unit: $\text{MPa}\sqrt{\text{m}}$)

$a/w=0.3$				
$b/W \backslash T(\mu\text{s})$	37	58	88	125
0.256	0.561	0.589	0.601	0.633
0.500	0.503	—	—	—
1.00	0.516	0.559	0.591	0.632

(Unit: $\text{MPa}\sqrt{\text{m}}$)

$a/w=0.5$				
$b/W \backslash T(\mu\text{s})$	37	58	88	125
0.256	0.593	0.555	0.529	0.559
1.00	0.560	0.528	0.496	0.459

(Unit: $\text{MPa}\sqrt{\text{m}}$)

$K_{Idc\text{mean}} = 0.563$

図10 要素分割図

図11 $K_d - t$ 線図 (単一き裂と第1き裂)

4. 2 動的有限要素法による考察 いままで述べてきた実験結果の生ずる理由を考える目的から、本実験に対応するモデルの動的有限要素法解析を和田らの方法⁽⁹⁾を用いて試みる。図10は、解析時の要素分割を示す。図11は、モデル上端にステップ状の応力波が入射した場合の K_{Id} 値と K_{IIId} 値の時間的変化を $a/w=0.3$ と 0.5 の単一き裂の場合および $b/w=0.250$ と一定とし、 $a/w=0.3$ と 0.5 の二重き裂の第1き裂のみの場合を示したものである。また、図12には、 $a/W=0.5$ の場合の第1き裂と第2き裂の K_{Id} 値と K_{IIId} 値の時間的変化を示す。

これらの図において、横軸には、時間 t' (これは応力波が図10のモデル上端に作用した時からの時間)を取ってある。また図中の記号 D_σ は第1き裂で干渉した応力波が第2き裂の境界から反射して、第1き裂に入射するまでの時間 ($D_\sigma = 2b/C_a$) を示しており記号 D_R はき裂先端から発生した散乱レーレー波が試験片の側面境界から反射して、もとのき裂先端に戻って来るまでの時間 ($D_R = 2a/v_R$) を示しており、その添字1, 2は $a/w=0.3, 0.5$ および第1き裂, 第2き裂に対応している。

図11より、二重き裂の K_{Id} 値の増加割合は、単一き裂のそれより小さいことがわかる。また、図12より第1き裂の K_{Id} 値は、これらの条件の場合、応力波が第1き裂に入射してから初期時間 $\hat{t}$ の間は、第2き裂の K_{Id} 値より高いことがわかる。時間 $\hat{t}$ は b/w が一定の場合 a/w が小さいほど短く、 a/w 一定の

(a) $a/w=0.5, b/w=0.250$ (b) $a/w=0.5, b/w=1.00$ 図12 $K_d - t$ 線図 (第1き裂と第2き裂)

場合は、 b/w が小さいほど短くなることもわかって
 いる。混合モード下のき裂の進展開始条件は、 K_{I_d} 値
 と K_{II_d} 値を含んだ K_d 値によって決まるが、本解析モ
 デルにおいては K_{II_d} 値は K_{I_d} 値に比べて微小であるた
 め破壊には K_{I_d} 値が支配的であると考えられ、したが
 って時間 $\hat{t}$ 内で第1き裂の K_{I_d} 値の方が大きいことは、
 このき裂の方が早く進展することを意味しており、表
 3はこれらの傾向と一致する。なお時間 $\hat{t}$ における第
 1、第2き裂での、 K_{I_d} 値に違いの生じる理由は、応
 力波が各々のき裂に入射する時刻が第1き裂の方が早
 いこと、および第1き裂と干渉した応力波は二軸状態
 となって、第2き裂に入射することなどがあげられる。
 しかも、 a/w が大きい場合の方が小さい場合より、
 また、 b/w が小さい場合の方が大きい場合より以上
 述べた効果が強く現れることも十分予想できること
 である。

以上述べたことも含め K_{I_d} 値と K_{II_d} 値の時間的変化
 をより明確に図示したものが図13である。これは、
 $D_\sigma < D_R$ の場合を例として示したものであるが、(t
 $< D_\sigma < D_R$)では第1き裂の K_{I_d} 値は、無限体中に存
 在する単一き裂のその値と同様になるものと考えられ
 るので、その変化は $\sqrt{t}$ に比例することになる。次に、
 第2き裂からの反射波の影響を受けた時間領域 (D_σ
 $< t < D_R$)では、 K_{I_d} 値の増加割合が減少すると同
 時に K_{II_d} 値が生じ始める。そして、散乱レーレー波の
 影響を受ける領域 ($D_R < t$)では、 K_{I_d} 、 K_{II_d} の増
 加割合はさらに減少するがそれらはやがて対応する静
 的予想値 K_{I_s} 、 K_{II_s} 値に達する。ここで K_{II_s} 値は K_{I_s}
 値に比べてはるかに小さいため、 K_{II_d} は K_{I_d} より速く
 K_{II_s} 値に達して、 K_{II_s} 値のまわりを振動しながら減衰
 する。しかしながら、応力の持続時間が T_0 であるの
 で、 K_{I_d} は T_0 より減少し始め、 K_{II_d} は第2き裂から
 の反射波が減少し始める時間、約 ($T_0' + D_\sigma$)より
 減少し始める。ここで、 T_0' は、第1き裂と干渉した
 後の試験片長手方向の応力波の持続時間を意味する。

一方、第2き裂の K_{I_d} 、 K_{II_d} 値は、応力波が既に第
 1き裂と干渉し、二軸状態で第2き裂に入射すること
 により、それらは同時に生じ、その生じる時間は第1
 き裂の K_{I_d} 値より $D_\sigma/2$ だけ遅れ、そして、第1き
 裂からの反射波の影響により、 K_{I_d} 値、 K_{II_d} 値の増加
 割合が増加し、一方散乱レーレー波の影響により増加
 割合は減少して、それらの静的予想値 K_{I_s} 、 K_{II_s} に達
 する。この場合にも、第1き裂の場合に述べたように、
 K_{II_d} 値は K_{I_d} 値よりはるかに速く K_{II_s} 値に達して K_{II_s}
 値のまわりを、振動しながら減衰する。しかしながら、
 第1き裂と干渉した後の応力波の持続時間が T_0' のた

め、 K_{I_d} 値は $T_0' + D_\sigma/2$ より減少し始め、 K_{II_d} 値
 は第1き裂と干渉した後の横波の持続時間が T_0 のため、
 約 $T_0 + D_\sigma/2$ より減少し始める。ここで K_{II_d} 値
 が K_{I_d} 値より立ち上がりやすいことはSih-Embleyの結果⁽⁹⁾
 に類似している。

4. 3 σ_0 および θ_0 の推定 次に以上の有限要
 素法による解析結果を用いて、本実験の破壊応力およ
 びき裂伝ば角度を推定してみよう。まず、動的破壊条
 件として、Maximum Stress Intensity Criterionを適
 用し、動的破壊じん性値としては、動光弾性実験で得
 られた表4の値 $0.563 [\text{MPa}\sqrt{\text{m}}]$ を用いた。また、
 本実験の範囲では第1き裂の進展確率が高かったので、
 第1き裂の解析結果 (図13 (a) の M、N 点の値)
 を用いた。この結果を図14と図15に実験で示した。
 また図中には、先の破壊実験の結果も記載した。これ
 より推定値と実験値の定性的傾向は一致するが、推定

図13 K_d 値の時間的変化

値の方が実験値より低い値を示した。これは入射応力波を完全なパルス波としたことにより実際のものよりエネルギー的に高く評価したためと思われる。次に、実際の入射応力波を時間 t に関する 2 次関数に近似し、これを用いた推定値を一点鎖線で示した。これより推定値は実験値と定性的にも定量的にも一致することがわかる。また、図 16 には有限要素法結果と Erdogan-sih の仮説をもとに推定したき裂伝ば角度をしめす。この場合も破壊応力値の推定と同様、推定値と実験値は定性的にも定量的にも一致することがわかる。

以上のことより、4. 2 節で述べた応力波の挙動や各き裂に発生する K_I 値の時間的挙動のほぼ正しいことが確認される。

図 14 実験値との比較 (a/W と σ_0)

図 15 実験値との比較 (b/W と σ_0)

図 16 実験値との比較 (b/W と θ_0)

5. 結 言

単一引張パルス波を受ける二重き裂部材の動的破壊挙動を実験的に把握し、その特異な現象を解明するために有限要素法解析を行い、次のような結論を得た。

(1) 本実験の範囲では、入射応力が早く到着する第 1 き裂の進展確率が第 2 き裂より高かったが、その値はき裂長さ、き裂間隔および持続時間と密接に関係していることがわかった。

(2) 動的有限要素法解析により、 K_{Ia} 値と K_{IIa} 値の時間的変化が詳細に把握され、それによって本実験の結果を定性的にも定量的にも説明することができた。

なお最後に、本研究の実験の実施にあたり、当時卒業研究生であった秋山保君の協力を受けたのでここに記し謝意を表したい。

文 献

- (1) 尾田・ほか 2 名, 機論, 51-462, A(昭 60-2), 455.
- (2) 尾田・ほか 2 名, 機論, 53-491, A(昭 62-7), 1226.
- (3) 尾田・ほか 2 名, 機論, 54-498, A(昭 63-2), 352.
- (4) Civelek, M. B and Erdogan, F., Int. J. Frac. 19-2(1982), 139
- (5) Liu, X and Erdogan, F., Int. J. Frac. 29-2(1985), 59
- (6) Erdogan, F and Sih, G. C., J. Basic Engineering. 85-4(1963), 519.
- (7) Sih, G. C., Int. J. Frac. mech. 4-1(1968), 51
- (8) 本間・ほか 2 名, 機機論, No. 800-9, (昭 55-7), 237
- (9) 和田・ほか 2 名, 機論, 47-417, A(昭 56), 501.
- (10) Sih, G. C and Embley, G. T., Int. J. Solids Struc. 8-7(1972), 977

討 論

〔質問〕 本間 寛 臣〔豊橋技術科学大学〕

以下の点についてご教示願いたい。

(1) 図 14, 15 に示されている実験結果はき裂の発生を生じさせるパルスの大きさなのか, その限界(最小値)を示したものなのか。もし, 後者であるならば本文で述べられている「解析結果との定量的な一致…」と言う結論はもう少し慎重な検討が必要なのではないか。

(2) 図 16 において, パルスの持続時間が長い場合にはき裂進展角度はき裂間隔の増加に伴って減少し, 単一き裂の結果に一致してくる傾向が見られるが, パルスの持続時間が短い場合にはむしろ逆の傾向がうかがえる。この物理的意味についてお教え願いたい。また, き裂進展角度はパルスの振幅にも依存されるものと思う。実験結果の大きなばらつきはこれを示しているのではないか。

〔回答〕 (1) 本実験では, 衝撃子の初速度を徐々に大きくしてゆき, き裂が進展した時の引張パルスのピーク応力値をき裂進展開始応力 σ_c として求めたもので, これはいわゆるき裂進展のための限界応力と言える。ただ実験上き裂が進展をする真の限界の応力波を常に入射させることは困難であり, どうしても少し高めの応力波を入射させることとなる。よって, 図 14, 15 にみられるように, 実験値が理論値より少し大きくなるが, この結果は理論値とほぼ一致しており,

上述のことも考え合わせれば, 定量的に両者が一致していると解釈できると思う。

(2) 図 12 により, き裂に応力が入射して後の K_I 値の変化をみると, K_I は非常に早く立ち上がるのに対して, K_{II} は他き裂からの反射波の影響があるため, ある一定時間 (T_0) 置いてから大きく変化することがわかる。このことから, 持続時間 T_0 が長い波 ($T_0 > T_c$) の場合 b/W の増大とともに θ_0 も減少するという通常予測されるとおりの挙動となるが, 一方 T_0 が短い波 ($T_0 < T_c$) の場合は, このような挙動と異なることも起こるものと考えられる。ただ, 当然 b/W が 1.0 よりさらに大きくなっていけば T_0 が短い場合でも θ_0 は零に近づくものと思われる。

次に, き裂進展角度は, Erdogan-Sih の条件から次式

$$K_I \sin \theta_0 + K_{II}(3 \cos \theta_0 - 1) = 0$$

を満たすもので与えられる。つまり

$$\tan \frac{\theta_0}{2} = \frac{1 \pm \sqrt{1 + 8\gamma^2}}{4\gamma}, \quad \gamma = \frac{K_{II}}{K_I}$$

この値は K_I, K_{II} の大きさではなく, その比によって決められるから, パルス波の大きさには依存しないと考えられる。したがって実験でのばらつきは, このことではなく, 材料特性の不均一性およびき裂先端の加工状態のばらつきが主なるものと考えられる。